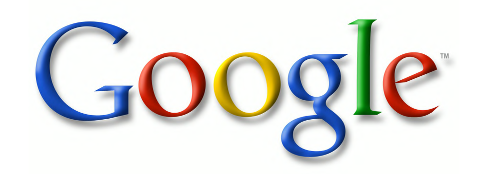
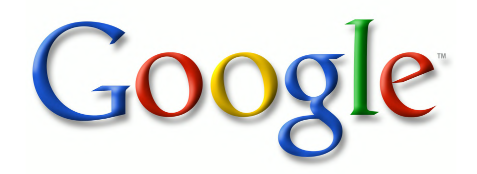
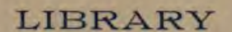








Über das Verhalten der Kathodenstrahlen in elektrischen Feldern.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

hohen philosophischen Fakultät

der

Friedrich-Alexanders-Universität zu Erlangen

vorgelegt von

Friedrich Schneider
aus Langenfeld.

Tag der mündlichen Prüfung: 11. November 1902.



Erlangen.
K. b. Hof- u. Univ.-Buchdruckerei von Junge & Sohn.
1903.



I. Einleitung.

Nachdem in zahlreichen theoretischen wie experimentellen Arbeiten die Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen durch magnetische und elektrische Kraftfelder näher untersucht ist, lag der Gedanke nahe, dieselben besonders ihrer Trägheitslosigkeit wegen zu Untersuchungen rasch veränderlicher Spannungen zu verwerten. Insbesondere wollte ich auf den Vorschlag des Herrn Dr. Wehnelt die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen in der Braunschen Röhre zur Messung von Funkenpotentialen großer Induktorien verwenden. Hierzu bedurfte ich einer Aichungskurve, die ein auf hohes Potential transformierter Wechselstrom liefern sollte. Es zeigte sich, daß bei der geringen Wechselzahl (60 ∾) die Kathodenstrahlen nicht mehr den Veränderungen des Feldes folgten. Ich erhielt keine reine Sinuskurve im rotierenden Spiegel, während Herr H. Ebert[1]) bei 1000 und mehr Wechseln gute Sinuskurven bekam.

Gerade an den für meine Zwecke wertvollsten Stellen der maximalen Ablenkung des Fluoreszenzflecks traten Einbuchtungen auf. Es folgt hieraus, daß der zeitliche Verlauf der Potentialänderung eine wichtige Rolle spielt.

Auf Anraten des Herrn Professor Dr. E. Wiedemann habe ich deshalb im folgenden untersucht, welche Umstände das Verhalten der Kathodenstrahlen in der Braunschen Röhre zwischen zwei geladenen Kondensatoren bestimmen.

---

[1]) H. Ebert, Wied. Ann. Bd. 64, 240. 1898.

In der physikalischen Literatur sind in den letzten sechs Jahren — wie schon eingangs erwähnt — zahlreiche Arbeiten speziell über diesen Gegenstand erschienen. Der Schwerpunkt, um den es sich bei diesen Arbeiten handelt, liegt in dem Nachweis, ob die Kathodenstrahlen elektrostatisch ablenkbar sind oder nicht.

Theoretisch muß eine solche Eigenschaft der Kathodenstrahlen, die nachgewiesenermaßen negative Ladung mit sich führen, ebenso möglich sein wie die magnetische Ablenkbarkeit, welche schon längst festgestellt ist.

Bekanntlich verliefen die Versuche von Heinrich Hertz[1]), eine elektrostatische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen nachzuweisen, mit negativem Erfolg.

Herr Jaumann[2]) war wohl der erste, der im Jahre 1896 durch elektrostatischen Einfluß eine Ablenkung der Kathodenstrahlen zu erzielen im stande war. Jedoch verschwand, trotzdem das elektrische Feld konstant blieb, sofort wieder die Ablenkung. Er hat diese unvermutete Erscheinung mit „Selbststreckung der Kathodenstrahlen“ zu erklären versucht. Die von ihm angewandte Methode war nicht einwandfrei; die Ablenkung der Kathodenstrahlen hatte vor allem, wie die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt[3]) nachgewiesen haben, ihren Grund in der bei seiner Versuchsanordnung bedingten Verschiebung der Ansatzstelle und in Veränderungen im Felde.

Erneute Aufmerksamkeit wurde der Frage der elektrostatischen Ablenkung der Kathodenstrahlen zugewandt, als die Crookessche Theorie über die Natur der Kathodenstrahlen wieder frisch aufzuleben und in einwandfreierer Form, wenn nicht allein herrschend, so doch sehr einflußreich auf die neueren Ansichten über die komplizierten Entladungs-Erscheinungen einzuwirken begann.

Im Jahre 1897 wurde von J. J. Thomson[4]) und etwas später von den Herren W. Kaufmann und Aschkinas[5]) die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen festgestellt

---

[1]) H. Hertz, Wied. Ann. Bd. 19, 809. 1883.

[2]) Jaumann, Wied. Ann. Bd. 59, 262. 1896.

[3]) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. 60, 510. 1897.

[4]) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 44, 293. 1897.

[5]) Kaufmann und Aschkinas, Wied. Ann. 62, 588. 1897.

und die Gesetze unter Zugrundlegung der Emissionstheorie mathematisch formuliert.

Im Jahre 1898 folgten dann die diesbezüglichen Arbeiten der Herren Ph. Lenard[1]) und W. Wien[2]), welche unter Anwendung von ganz reinen Versuchsbedingungen ebenfalls zu dem Ergebnis kamen, daß die Ablenkung der Kathodenstrahlen als rein elektrostatisch aufgefaßt werden muß.

Die Herren Lenard und W. Wien ließen nämlich die Kathodenstrahlen durch ein Aluminiumfenster aus der Entladungsröhre heraus in ein nahezu vollständiges Vakuum treten, wo sie den Zwischenraum zweier geladenen Kondensatorplatten zu passieren hatten. Die Ablenkung blieb dann konstant, wenn das Feld konstant blieb.

Zu gleicher Zeit, in welcher die elektrostatische Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen endgültig nachgewiesen schien, tauchten Zweifel an einer solchen Möglichkeit auf. Veranlaßt wurden sie durch eine Beobachtung von Herrn K. E. F. Schmidt[3]), welcher unter Benutzung der eben erst von Herrn Braun[4]) angegebenen sehr bequemen Form der Entladungsröhren fand, dass der Fluoreszenzfleck auf dem Fluoreszenzschirm nicht durch elektrostatische Kräfte an sich, sondern durch zeitliche Änderung der Feldstärke, also z. B. durch elektrische Schwingungen abgelenkt wurde.

H. Ebert[5]) findet diese Erscheinung bestätigt in seiner eingehenden Untersuchung über das „Verhalten der Kathodenstrahlen in Wechselfeldern“. Die Ursache der Kathodenstrahlablenkung liegt nach Herrn Ebert bei einer Versuchsanordnung, wie sie die Benützung einer Braunschen Röhre notwendig macht, in den Umbiegungen, welche die Kathodenstrahlen erfahren, wenn sie auf die durch elektrische Schwingungen im Rohrinnern hervorgerufenen dunkeln Kathodenräume treffen. Die Ablenkung der Kathodenstrahlen ist demnach erst sekundär eine Folge elektrostatischer Felder. Direkte elektrostatische

---

[1]) Ph. Lenard, Wied. Ann. 64, 279. 1898.

[2]) W. Wien, Wied. Ann. 65, 440. 1898.

[3]) Abhandl. der Naturforsch. Gesellsch. zu Halle 21, 161. u. 171 sowie 227. 1897/98.

[4]) Wied. Ann. Bd. 60, 552. 1897.

[5]) H. Ebert, Wied. Ann. Bd. 64. 240. 1898.

Beeinflussung der Kathodenstrahlen hält Herr Ebert zwar für möglich, obwohl ihr Einfluß zu schwach sei, um mit der Braunschen Röhre nachweisbar zu sein.

Die letzte Arbeit über diesen Gegenstand ist 1901 von Herrn Milham[1]) veröffentlicht worden, als ich eben die Vorversuche und den qualitativen Teil meiner Arbeit zum Abschluß gebracht hatte. Methode, Form der benutzten Röhren sowie auch zum Teil meine Resultate sind so wesentlich verschieden von den seinen, daß ich keine Veranlassung nahm, meine begonnenen Untersuchungen abzubrechen.

Herr Milham benutzt ebenfalls die Braunsche Röhre. Die elektrischen Felder erzeugt der Verfasser mit Hilfe einer größeren Wasserbatterie, indem er die außen angelegten Kondensatorplatten hinter dem Diaphragma der Braunschen Röhre mit den Polen seiner Batterie verbindet und dann kommutiert. Solange das Feld konstant blieb, zeigte sich keine Ablenkung der Kathodenstrahlen, wohl aber im Momente des Kommutierens. Der Sprung des Fluoreszenzflecks geschah momentan, die Rückkehr erfolgte jedoch langsamer, in meßbarer Zeit. Herr Milham erklärt diese Erscheinung als eine elektrostatische Wirkung auf die Kathodenstrahlen, und die Rückkehr des Flecks hat nach seiner Ansicht ihre Ursache in dem Zusammenbrechen des Feldes infolge der Leitfähigkeit des von den Kathodenstrahlen ionisierten Gases.

Bei der außerordentlichen Verwickeltheit der auftretenden Erscheinungen dürfte es wesentlich zur Erleichterung der Übersicht über die auf folgenden Seiten wiedergegebenen Versuchsresultate beitragen, wenn zunächst kurz die Hauptergebnisse der Versuchsreihen mitgeteilt werden und weiter auf eine Reihe von Gesichtspunkten hingewiesen wird, welche es wenigstens qualitativ gestatten, die Resultate zu deuten.

Die Hauptresultate sind folgende:

1. In einem konstanten elektrischen Feld erfahren die Kathodenstrahlen in der Braunschen Röhre bei der ge-

---

[1]) Physikal. Zeitschrift 1901, Nr. 41, 37, und Milham, Über die Verwendbarkeit der Braunschen Röhre zur Messung elektrischer Felder. Inaugural-Dissertation, Straßburg 1901.

wöhnlichen Versuchsanordnung[1]) keine konstante Ablenkung.

2. Beim plötzlichen Anlegen eines Feldes werden die Kathodenstrahlen abgelenkt, kehren aber, sobald dasselbe konstant geworden ist, schnell in ihre Anfangslage zurück.
3. Die Ablenkung ist rein elektrostatischer Natur; dunkle Kathodenräume kommen nicht in Betracht.
4. Auf die Größe der Ablenkung, die Art, wie dieselbe erreicht wird und wie sie abnimmt, sind von Einfluß:
   α) die Gestalt und Dimension der Röhre,
   β) die Höhe des angelegten Potentials,
   γ) das Entladungspotential im Rohr,
   δ) die Schnelligkeit, mit der die Höhe desselben erreicht wird,
   ε) ob die eine der Indikatorplatten zur Erde abgeleitet und die andere positiv oder negativ geladen wird[2]).

Bei Benützung einer solchen Braunschen Röhre kommt folgendes in Betracht:

1. Wir wollen annehmen, daß die Kathodenstrahlen in ein vollkommenes Vakuum eintreten, dann haben wir es mit einer rein elektrostatischen Ablenkung zu tun. Dieselbe muß unabhängig von der Zeit sein, vorausgesetzt, daß die von den Kathodenstrahlen in den Raum hineingeführte freie negative Elektrizität auf eine Platte fällt, die zur Erde abgeleitet ist, so daß die von den Kathodenstrahlen mitgeführte Elektrizität abfließen kann. Ist dies nicht der Fall, so häuft sich auf der dem positiv geladenen Indikator zugewandten Glaswand allmählich negative Elektrizität von den Kathodenstrahlen an, bis die Wirkung desselben nach außen = 0 ist, also der Potentialgradient verschwunden ist. Demnach kann selbst in solch einer tief evakuierten Röhre der Potentialgradient nicht auf die Dauer aufrecht erhalten bleiben. Die Schnelligkeit, mit der derselbe

[1]) Unter gewöhnlicher Versuchsanordnung ist in Zukunft immer gemeint, daß die Kondensatorplatten außerhalb der evakuierten Röhre liegen, wie es bei den Untersuchungen der Herrn K. E. F. Schmidt, H. Ebert und Milham der Fall war.

[2]) Dieser Unterschied soll in Zukunft der Kürze wegen mit „positive und negative Felder“ bezeichnet werden.

verschwindet, wird natürlich davon abhängen, wie groß die Mengen der freien negativen Elektrizität sind, welche durch die Kathodenstrahlen in den Raum hineingeführt werden. Dies wäre der einfachste, aber bei der Benützung der Braunschen Röhre nicht realisierbare Fall.

2. Die Kathodenstrahlen treten in einen mit Gas erfüllten Raum. Wir haben dann 2 Fälle zu unterscheiden:

a) Der mit Gas erfüllte Raum sei soweit verdünnt, daß selbst bei Anlegung eines ziemlich hohen Potentials keine Entladung hindurch geht. In diesem Fall wird der Gradient zwischen den beiden Platten konstant sein, solange keine Kathodenstrahlen durch die Röhre gehen. Schicken wir jetzt einen Kathodenstrahl durch, so wird derselbe vom elektrostatischen Feld im ersten Moment abgelenkt. Hierauf ionisieren aber die Kathodenstrahlen das Gas, und die hierdurch erzeugten Ionen werden zur + - und — Elektrizität hingetrieben und vernichten dadurch das Feld.

b) Ist aber der Druck so hoch, daß das angelegte Potential unabhängig von den Kathodenstrahlen einen Transversalstrom hervorzurufen im stande ist, so ist die Zerstörung des Feldes eine sehr viel raschere.

Auf Grund dieser prinzipiellen Darlegungen lassen sich denn auch die Erklärungen der in folgenden Untersuchungen gefundenen Spezialresultate zurückführen.

II. Methode.

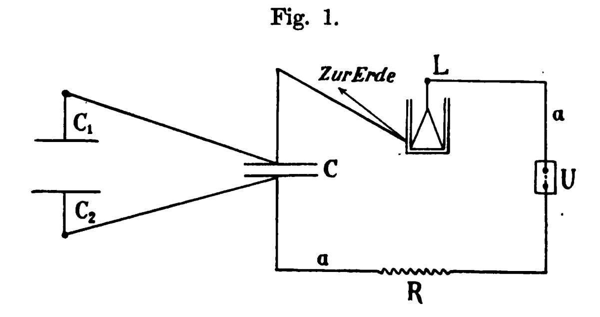
Um einen Einblick in den Verlauf der Ablenkung sowie der Rückkehr der Kathodenstrahlen zu erhalten, müssen wir ein meßbar veränderliches elektrisches Feld erzeugen. Die Veränderungen in den bis jetzt gewöhnlich durch Wechselstrom-Maschinen erzeugten Felder sind relativ langsam. Die Wechsel in den mit Teslaströmen zusammenhängenden Feldern sind nicht einfach zu übersehen. In allen Wechselfeldern treten Komplikationen auf dadurch, daß die Richtung des Feldes sich fortwährend ändert.

Weit schnellere und innerhalb weiter Grenzen variierbare Veränderungen in elektrischen Feldern, welche zudem nur in einem Sinn erfolgen, werden erhalten, wenn man aus einer

auf konstantem Potential gehaltenen Elektrizitätsquelle durch einen zwischengeschalteten großen Widerstand einen Kondensator lädt, dessen Belegungen mit je einem der beiden Indikatoren am Diaphragma der Braunschen Röhre verbunden sind. Man erhält dann ein variables Feld, dessen Veränderungen mit der Zeit aus folgenden Überlegungen[1]) mathematisch bestimmbar sind.

Fig. 1. L ist eine große Batterie, die ein konstant gehaltenes Potential V_c besitzt. C ist eine weit kleinere Leydener Flasche von der Kapazität C. Mit ihr steht eine Kapazität $C_2 C_1$ in Verbindung, die aber im Vergleich mit der Größe von C vernachlässigt werden darf. R bedeutet einen sehr großen induktionsfreien Widerstand, U einen Unterbrecher.

Fig. 1.



Schließen wir den Stromkreis, so wird in a ein Strom zu fließen beginnen, dessen Intensität zuerst groß, dann immer kleiner werden wird, bis er aufhört, wenn C nebst C_2 C_1 das Potential V_c auf L angenommen hat. Da wir einen großen Widerstand R, außerdem nur kurze, gerade Leitungsdrähte benutzen wollen, darf von Oscillationen und der damit in Zusammenhang stehenden Selbstinduktion abgesehen werden.

Bezeichnet man mit $V\tau$ das Potential auf V_c nach einer Schließungszeit von τ Sekunden, so beschreibt folgende Gleichung:

$$V_\tau = V_c \left(1 - e^{-\frac{\tau}{RC}}\right).$$

den Ladevorgang auf den Indikatoren C_2 C_1. Man kann aus

[1]) Die folgende Entwicklung lehnt sich an eine Betrachtung von Rohhau an. (Grätz, Revue Bd. II 731. 1892.)

ihr für jedes τ, wenn R, C und V_c bekannt sind, das auf C_2 C_1 herrschende Potential berechnen.

Diese theoretischen Überlegungen sind in folgender Versuchsanordnung praktisch verwertet.

III. Versuchsanordnung und Apparate.

Die Versuchsanordnung ist in Tafel I skizziert. Darin bedeutet B die Braunsche Röhre, U den mechanischen Unterbrecher mit rotierendem Spiegel S, R den großen Flüssigkeitswiderstand, C einen Kohlrauschschen Luftkondensator, L zwei große Leydener Flaschen (von je 0,005 Mif. Kapazität), K einen Metallkamm, E ein Braunsches Elektrometer. Die Leydener Flaschen L wurden von der einplattigen Influenzmaschine J gespeist, welche von einem Heißluftmotor getrieben wurde.

Zur Verwendung gelangten drei verschieden geformte Braunsche Röhren (I, II, III.) Sie besaßen als Kathode eine dicke Aluminiumscheibe, welche auf der Rückseite mit einer den ganzen Rohrquerschnitt ausfüllenden Glimmerscheibe bedeckt war zur Vermeidung der störenden Entladungen hinter der Kathode.

Bei Röhre I u. II war die Kathode nebst Zuleitung mit Siegellack in Schliffe eingekittet, um die Kathode durch Abschaben mit einem Radiermesser reinigen zu können. Die Röhren II u. III besaßen ein Metalldiaphragma, bei Röhre II[1]) vertrat dasselbe zugleich die Anode. Die Dimensionen der einzelnen Teile der drei Röhren sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 1.

Dimensionen	Röhre		
	I	II	III
	cm	cm	cm
Von Kathode bis Anode	11,1	14,8	10,7
Von Kathode bis Diaphragma	32,0	14,8	27,3
Von Diaphragma bis Röhrenerweiterung .	6,0	11,8	5,0
Von Diaphragma bis Fluoreszenzschirm .	23,7	27,6	20,5
Durchmesser zwischen Kathode und Anode	2,1	3,0	4,1
Durchmesser hinter dem Diaphragma . .	2,1	3,0	2,9
Durchmesser des weiten Teiles der Röhre	10,0	6,2	7,9

[1]) Röhre II wurde mir in liebenswürdiger Weise von Herrn Dr. Wehnelt überlassen.

Röhre III (vergleiche Tafel I) war hinten (zwischen Kathode und Anode) zur Erzielung großer Ablenkungen weit gebaut, weil nach Untersuchungen von Herrn Dr. Wehnelt[1]) bei weiten Röhren das Entladungspotential ein niedriges ist und demnach die Kathodenstrahlen weniger steif sind. Der Hals von III (Sitz der Indikatoren) war enger. Nach Versuchen von den Herren E. Wiedemann[2]) und H. Ebert ist nämlich in engen Röhren selbst bei hohem Druck die Anregbarkeit des Gases gering.

Als Stromquelle zur Anregung der Röhren diente gewöhnlich eine einplattige Iufluenzmaschine, für einige Versuchsreihen auch eine 20plattige Töplersche Maschine. Bei allen Versuchen war die Anode geerdet.

Die Röhren saßen an einer (Spießschen) Hg-Pumpe und standen überdies zur Messung des Drucks mit einem Mac Leod in Verbindung. Die Entladungspotentiale wurden mit der Funkenstrecke F nach den von Heydweiller (Hilfsbuch für die Ausführung elektrischer Messungen) angegebenen Tabellen ($r =$ 1,0 cm) bestimmt. Die Schaltung ist leicht der Tafel I zu entnehmen.

Mittels Paraffinwippe W konnte den Leydenerflaschen L L bald negative, bald positive Elektrizität aus J zugeführt werden. Das Potential auf L wurde mit dem Nadelkamm K reguliert. Er bestand aus einer isoliert aufgestellten Metallplatte, die mit der inneren Belegung von L verbunden war. Derselben konnte mittels Mikrometerschraube eine zweite mit Nadeln besetzte Platte beliebig nahe gebracht, und damit ein konstantes Potential auf L erzielt werden. Die Nadeln waren zur Erde geleitet. Gemessen wurde das Potential mit dem Braunschen Elektrometer E.

Von L führt die Leitung a (ausgezogen) zu einem in Paraffinöl rotierenden Unterbrecher U. Mit Hilfe dieses mechanischen Unterbrecher konnte man L durch den Flüssigkeitswiderstand R mit C (auf dem punktierten Weg b) und den beiden Indikatorplatten C_1 C_2 am Diaphragma der Braunschen Röhre B verbinden (auf dem ebenfalls punktiert gezeichneten Weg b').

---

[1]) A. Wehnelt, Wied. Ann. 62, 534. 1898.

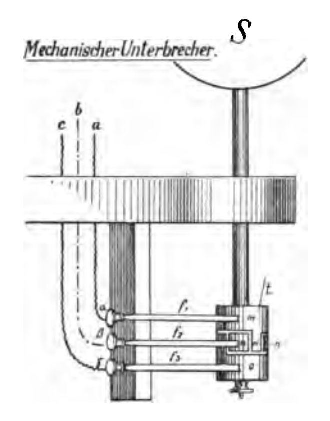
[2]) E. Wiedemann u. H. Ebert, Wied. Ann. 62, 182. 1897.

Nachdem von L Elektrizität während einer bestimmten Zeit (0,02 sec.) zur Indikatorplatte C_2 zugeführt war, entlud der Unterbrecher auf der Bahn c die Kapazität C und C_2, ohne daß jedoch L zugleich mitentladen wurde.

Die Konstruktion von U ist in Figur 2 skizziert.

Auf der Ebonittrommel t sitzen 2 Schleifringe m mit dem Ausläufer m' und o. n, n sind völlig isolierte Kontaktstellen. Gegen m, m' und o drücken die drei Schleiffedern f_1, f_2 und f_3, welche in den Klemmschrauben α, β, γ endigen. Solange f_2 über m' federt, kann sich zwischen C_2 C_1 (auf dem Wege a, b, b') ein elektrisches Feld ausbilden. Dasselbe wird durch Erdung vernichtet, solange f_2 über o, o schleift.

Fig. 2.



Der Unterbrecher trägt an der Fortsetzung seiner Axe den Spiegel S. Dieser zog die vertikal und geradlinig erfolgende Ablenkung des Fluoreszenzflecks zu Kurven auseinander.

Da die Lage des Spiegels im Moment des Schließens immer dieselbe war, sah man in demselben eine stehende Kurve, die mit einer photographischen Kamera auch photographiert werden konnte. Betrieben wurde U mit einem Gleichstrommotor.

Die Widerstände R waren meistens Jodkadmiumwiderstände, in einigen Fällen wurden auch Wasserwiderstände verwendet. Sie wurden vor und nach der Benutzung mittels eines sehr empfindlichen Deprez-d'Arsonval-Galvanometers und geaichter Vergleichswiderstände gemessen.

Die Größe von R bewegt sich im Bereich von 10^4—10^8 Ohm.

Die Kapazität C wurde zu 85.10^{-6} Mif. berechnet.

Die Indikatorplatten C_2 C_1 (33,7 $\times$ 96,0 mm) saßen bei Röhre I und III dicht hinter dem Diaphragma von B, bei Röhre II 28 mm von demselben entfernt. Ihre lange Seite (96,0 mm) stand dabei immer senkrecht zur Rohraxe. Der Plattenabstand betrug für Röhre I: 32 mm, für Röhre II: 37,5 mm und für Röhre III: 40 mm.

Gemessen wurde die Ablenkung (a) des Kathodenstrahlbündels teils (bei Röhre II ausschließlich) aus der photographischen Aufnahme der Kurve im rotierenden Spiegel mittels Lineal und Zirkel, teils (meistens bei Röhre III) mit einem Ablesefernrohr unter Zuhilfenahme der Martenschen Skala in bekannter Anordnung.

Die „Anstiegzeit“ τ' d. h. die Zeit, welche zwischen Beginn der Ladung und dem Moment der erreichten maximalen Ablenkung verstrich, wurde bestimmt aus der Länge x_1 der Kurve (vergl. Fig. 3, Nr. 1). Die Zeit der Rückkehr entspricht der Länge x_2.

Nach Kohlrausch[1]) ist nämlich die Zeit T zwischen zwei Ereignissen, die an demselben Ort auf einander folgen und im rotierenden Spiegel um l mm auseinander liegen, bestimmt durch:

$$T = \frac{1}{4\pi} \frac{V}{A} l,$$

wo V die Umdrehungsgeschwindigkeit des Spiegels (bei meiner Versuchsanordnung bestimmt durch die Tourenzahl des Elektromotors und den Wellendurchmesser von Motor und Spiegel) und A den Abstand des Objekts vom Spiegel bedeutet.

Unter Berücksichtigung der Verkleinerung auf der photographischen Platte spielen bei meiner Versuchsanordnung zwei Vorgänge, welche auf der Platte um 1 mm aus einander liegen, sich ab

für Röhre II (III) in 0,0001862 (0,0001244) Sek.

Es konnte mithin bei der benutzten Plattengröße (9 $\times$ 6 cm) das Verhalten des Fluoreszenzflecks zeitlich verfolgt werden im Maximum für eine Zeit von ca. 0,01 Sek.

V, die Umdrehungsgeschwindigkeit, war jedoch so gewählt, daß gewöhnlich der maximale Anstieg ungefähr in der Mitte der Platte lag, um auch die „Abklingung“ noch beobachten zu können.

Die Widerstände bewegten sich innerhalb einer derartig gewählten Grenze, daß auch der größte verwendete Widerstand theoretisch eine nahezu vollständige Ladung von C_2 auf das konstante Potential V_c zuließ.

---

[1]) Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik (1901), 111, 5.

IV. Messungen.

A. Qualitative Versuche.

Wurde, nachdem die Röhre tief genug ausgepumpt war, die Influenzmaschine in Tätigkeit gesetzt, und erfolgte durch Ingangsetzung des mechanischen Unterbrechers die periodische Ladung und Entladung der Indikatorplatten C_2 C_1, so geriet der Fluoreszenzfleck auf dem Schirm in lebhafte Bewegung: er wanderte in einem leuchtenden vertikalen Strich auf und nieder, und zwar sowohl nach oben wie nach unten über seine Ruhelage hinaus. Dabei erstreckte sich aber der leuchtende Streifen nicht gleich weit nach beiden Seiten über seinen Ruhepunkt hinaus, welcher auch bei der Wanderung des Flecks längs der Geraden durch besondere Helligkeit markiert war. Die größere Ablenkung erfolgte — bei Röhre I und II immer, bei Röhre III meistens — nach der Seite hin, nach der die Kathodenstrahlen durch ein elektronegatives Potential abgelenkt werden.

Zum Studium des zeitlichen Verlaufs der Ablenkung sowie der Rückkehr des Fleckes (Abklingung) wurde der Spiegel S so auf den rotierenden Unterbrecher U gesteckt, daß im Moment der Ladung von C_2 der reflektierte, blaue Fluoreszenzfleck im Gesichtskreis des Beobachters erschien. Man nahm eine deutlich sichtbare stehende Kurve wahr, deren Gestalt für die wichtigsten Versuchsbedingungen auf Grund photographischer Aufnahmen in beistehender Figur 3 gezeichnet sind.

Die Form der Kurve war bei allen drei Röhren im wesentlichen die gleiche, wenn auch die Dimensionen für die einzelnen Röhren von einander abwichen. Sie hing hauptsächlich ab von der Art der angelegten Elektrizität (+ oder — Elektrizität).

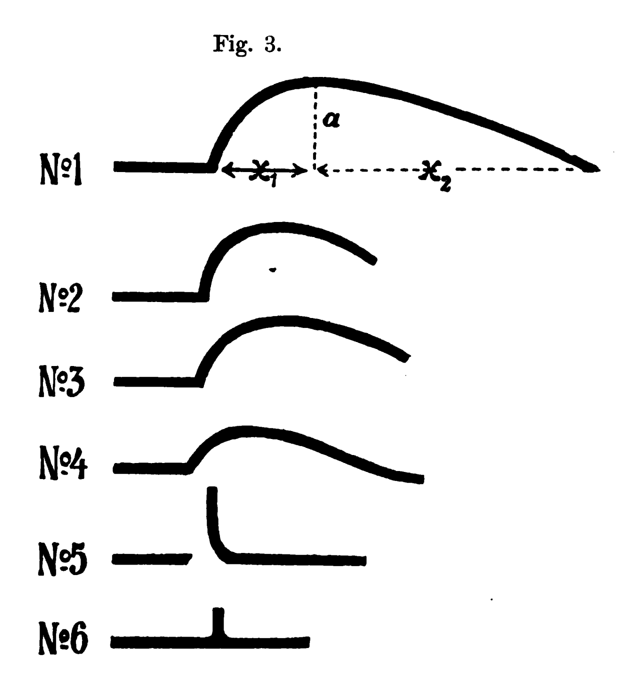
An Kurve Nr. 1 in Figur 3 sind die Größen a, x_1, x_2 skizziert, welche uns im quantitativen Teil der Messungen noch des Näheren entgegentreten werden. Nr. 2 und Nr. 3 repräsentieren den Typus der im Spiegel S gesehenen Kurven, wenn ein negatives Potential durch den großen Widerstand $R = 2 \cdot 10\ \Omega$ angelegt wurde. (Dasselbe betrug 4000 Volt), und zwar war in Nr. 2 der Druck in der Röhre größer als bei Nr. 3, wo die maximale Ablenkung länger erhalten bleibt, und die „Abklingung" sanfter ist. Im letzteren Fall war Röhre II sehr weit ausgepumpt. Nr. 4 zeigt den Anstieg und die Rück-

kehr bei positiven Potentialen. Auch hier betrug $R = 2 \cdot 10^7\ \Omega$ und das Potential $V_c = 4000$ Volt.

Für positive Felder ist demnach die Ablenkung kleiner, die „Abklingung“ steiler, die Rückkehr des Fluoreszenzfleckes erfolgt rascher als bei negativen Feldern.

Wurde $R = O$ gemacht, d. h. würde plötzlich ein negatives oder positives Potential von 4000 Volt angelegt, so hatten die Kurven das Aussehen von Nr. 5 und Nr. 6 der Fig. 3.

Fig. 3.



Nr. 5 entspricht der negativen Ladung von C_2.

Nr. 6 entspricht der positiven Ladung von C_2.

Der Unterschied zwischen beiden Kurvenformen ist ein auffälliger: bei negativen Potentialen große Ablenkung der Kathodenstrahlen, welche so schnell erfolgte, daß sie nicht auf der Platte fixierbar war, bei raschem Zusammenbruch des Feldes, während bei positiven Feldern eine weit kleinere Ablenkung bei plötzlichem Zusammenbruch uns entgegentritt.

Wurde endlich das Verhalten des Fluoreszenzfleckes ver-

folgt in dem Moment, wo das jeweilig angelegte Feld durch Erdung vernichtet wurde, so zeigten die Kurven im rotierenden Spiegel ungefähr die gleiche Gestalt, die bei Anlegung eines Feldes entgegengesetzten Vorzeichens erhalten wurde.

B. Quantitative Versuche.

Die Messungen wurden ausschließlich mit den Röhren II und III durchgeführt. Bei Röhre I, wo die Erscheinungen sehr charakteristisch sich zeigten, trat leider, sobald sie längere Zeit in Gebrauch stand, eine störende Unruhe in den Entladungen ein. Es war dabei sehr schwierig, bei der notwendigen langen Expositionszeit (von ca. 12 Minuten) den Druck und damit das Entladungspotential konstant zu halten. Doch gelang es nach einiger Erfahrung, denselben durch Evakuierung während der Versuche selbst auf ca. 0,002 mm Hg konstant zu bekommen.

Die Untersuchungen selbst erstrecken sich auf folgende Gegenstände:

1. Abhängigkeit der Ablenkung der Kathodenstrahlen vom Potential.
   a) Unterschiede der Ablenkung beim Anlegen von + oder — Potentialen.
   b) Einfluß der Stromstärke in der Braunschen Röhre auf die Größe der Ablenkung.
   c) Einfluß des Entladungspotentials der Braunschen Röhre auf die Ablenkung.
2. Abhängigkeit der Ablenkung von dem zeitlichen Verlauf des angelegten Potentials.
   a) Abhängigkeit des Ausschlages von der Geschwindigkeit des Potentialanstieges.
   b) Messung der Anstieg- und Abfallzeiten.
3. Beeinflussung des Entladungspotentials in der Braunschen Röhre durch außen angelegte Potentiale.
4. Versuche über die Bedeutung des dunklen Kathodenraums bei dem Ablenkungsprozeß der Kathodenstrahlen.
5. Ablenkungsversuche, wenn die Indikatoren im

Innenraum der Braunschen Röhre angebracht sind, sowie einige Angaben über die Stärke des durch die Gasionisation hervorgerufenen Querstroms.

Im folgenden bezeichnet stets:

R den Widerstand,
p den Druck in der Entladungsröhre,
E das Entladungspotential der Braunschen Röhre,
J, i die Stromstärke (i für die einplattige, J für die 20plattige Influenzmaschine),
V_c das an C_2 angelegte Potential,
$\mp a$ die Ablenkung des Fluoreszenzflecks in mm für negative bezw. positive Potentiale,
f die Funken-Schlagweite in mm,
m. Ph. mittels Photographie ermittelt,
m. H. mit Ablesefernrohr ermittelt.

1. Abhängigkeit der Ablenkung vom Potential.

a) Unterschiede beim Anlegen von + oder — Potentialen.

Tabelle 2.

Röhre II.

Es war: $R = 2 \cdot 10^7\,\Omega$; $p = 0{,}025$ mm Hg; $E = 10080$ V.
$i = 0{,}24 \cdot 10^{-4}$ Amp. m. Ph.

Negative Elektrizität			Positive Elektrizität			
1	2	3	4	5	6	7
$-V_c$ Volt	$-a$ mm	$\frac{a}{V_c}$	$+V_c$ Volt	$+a$ mm	$\frac{a}{V_c}$	$-a/+a$
2600	13,7	0,0052	2600	2,8	0,0011	4,6
3500	14,8	0,0042	3500	4,7	0,0013	3,2
3800	18,0	0,0047	4000	6,7	0,0017	3,2
4000	21,8	0,0054	5000	8,2	0,0016	2,8
5000	22,7	0,0044	6400	10,6	0,0017	—
	im Mittel:	0,0048		im Mittel:	0,0015	3,5

Tabelle 3.

Röhre III.

$R = 4,3 \cdot 10^6\ \Omega$; $p = 0,033$ mm Hg; $E = 11400$
$i = 0,43 \cdot 10^{-4}$ Amp. m. H.

Negative Elektrizität			Positive Elektrizität			
1	2	3	4	5	6	7
$-V_c$ Volt	$-a$ mm	$\frac{a}{V_c}$	$+V_c$ Volt	$+a$ mm	$\frac{a}{V_c}$	$-a/+a$
2500	5,8	0,0023	2500	4,8	0,0019	1,2
4000	12,0	0,0030	4000	6,5	0,0016	1,8
5000	16,8	0,0033	5000	7,6	0,0015	2,2
5500	18,4	0,0033	5500	8,5	0,0015	2,2
	im Mittel:	0,0030		im Mittel:	0,0016	1,8

Tabelle 2 enthält die Ablenkungen, welche unter Variation von Potentialen, sowohl ihrer Höhe als ihrem Vorzeichen nach, mit Röhre II erhalten wurden; für Röhre III sind dieselben in Tabelle 3 enthalten.

Die drei ersten Spalten beziehen sich in beiden Tabellen auf negative Potentiale, die Spalten 4—6 auf positive.

Spalte 7 gibt an, um wievielmal die Ablenkung a größer ist für ein negatives Potential als für ein positives Potential gleicher Höhe. Dieser Quotient ist der Kürze halber mit $\frac{-a}{+a}$ bezeichnet.

Für Röhre II wurde in dem angewandten Potentialbereich das Kathodenstrahlenbündel von einem elektronegativen Feld im Mittel fast viermal weiter abgelenkt als von einem gleich starken positiven.

Für Röhre III war die Ablenkung (vergl. Tab. 3, Spalte 7) durch ein negatives Feld nicht ganz doppelt so groß wie für ein gleich starkes positives.

Bei Röhre II (auch bei I) war, wie ich aus mehrfachen Versuchen fand, $-a$ immer größer als $+a$.

Dieser unipolare Unterschied in der Ablenkung der Kathodenstrahlen dürfte aus deren speziellen Eigenschaften zu erklären sein.

Wie bereits eingangs (Seite 4) erwähnt, führen die Kathodenstrahlen freie negative Elektrizität mit sich. Diese freie

Elektrizität wird gebunden, indem sie zu der im Innern der Rohrwand bei Anlegung positiver Felder influenzierten positiven Elektrizität hinströmt und hier einen Teil derselben vernichtet, womit eine Herabsetzung des positiven Potentials, also auch eine geringere Ablenkung der Kathodenstrahlen verbunden ist. Einem weiteren Grunde für die geringere Ablenkung der Kathodenstrahlen durch positive Felder werden wir später begegnen. (Seite 30.)

Für Röhre III wurde dieses unipolare Verhalten nur innerhalb gewisser Grenzen des Entladungspotentials gefunden, wie später gezeigt wird. In den Tabellen 2 und 3 ist des weiteren in den Spalten 3 und 6 das Verhältnis $\frac{a}{V_c}$ angegeben. Die angenäherte Konstanz dieses Wertes bestätigt die Richtigkeit des von Herrn Milham angegebenen Gesetzes, daß die Ablenkung proportional dem angelegten Potential ist ($a = c \cdot V_c$). Einzelne recht beträchtliche Abweichungen erklären sich durch die Unsicherheit, mit der die Messung der Größe des Ausschlages behaftet ist.

b) Einfluss der Stromstärke auf die Ablenkung.

Angeregt wurde die Braunsche Röhre einmal mit einer kleinen, dann mit einer 20plattigen Influenzmaschine. Die Stromstärken waren:

$i = 0{,}24 \cdot 10^{-4}$ Amp. $J = 0{,}84 \cdot 10^{-4}$ Am.

$E = 19020$ Volt; $R = 2 \cdot 10^7$ Ω.

Tabelle 4.

Röhre II m. Ph.

Negative Potentiale					Positive Potentiale			
1	2	3	4	5	6	7	8	9
V_c Volt	—a i	—a J	$\frac{-a}{V_c}$ für J	Unterschied %	+a i	+a J	$\frac{+a}{V_c}$ für J	Unterschied %
3500	14,8	10,9	0,0031	36	4,7	3,7	0,0011	27
4000	21,8	13,1	0,0033	66	6,7	4,8	0,0012	40
5000	22,7	14,0	0,0028	62	8,2	5,5	0,0011	50
		im Mittel:	0,0031	55		im Mittel:	0,0011	39

Tabelle 4 gibt eine Übersicht über den Unterschied zwischen der Ablenkung, wenn einmal schwache Entladungsströme (i),

das andere Mal stärkere Ströme (J) die Braunsche Röhre durchströmen.

Nach Spalte 5 und 6 beträgt der prozentuale Unterschied der „starken“ und „schwachen“ Kathodenstrahlen im Mittel 55 % für negative, 39 % für positive Potentiale.

Wir kommen somit zu dem Ergebnis, daß die Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen stark beeinflußt wird von der Stromstärke, die im Entladungsrohr herrscht; dabei nimmt die Ablenkbarkeit ab mit Zunahme der Stromstärke.

Für Röhre III wurden ähnliche Verhältnisse beobachtet.

c) Einfluss des Entladungspotentials der Braunschen Röhre auf die Ablenkung.

Schon bei rein qualitativen Versuchen nimmt man wahr, daß bei der Ablenkung der Kathodenstrahlen das Vakuum und das damit zusammenhängende Entladungspotential eine einflußreiche Rolle spielt. Insbesondere schienen für die Größe der Ablenkung schon kleine Schwankungen im Entladungspotential größere Unterschiede hervorzurufen als verhältnismäßig große Unterschiede bei den angelegten Feldern. Im folgenden sind diese Verhältnisse eingehender untersucht, und zwar gewöhnlich für beide Elektrizitätsarten. Die Messungen beziehen sich auch hier auf die Röhren II und III.

Tabelle 5.

Röhre II.

$R = 2 \cdot 10^7\ \Omega$; $V_c = -3000$ Volt, $V_c = +3000$ Volt.

$i = 0{,}24 \cdot 10^{-4}$ Amp. m. Ph.

Negatives Potential Vc = − 3000 Volt				Positives Potential Vc = + 4000 Volt			
1	2	3	4	5	6	7	8
p mm Hg	E Volt	−a mm	a.E. 10^3	p mm Hg	E Volt	+a mm	a.E. 10^3
0,013	20000	12,6	252	0,011	21050	7,8	164
0,020	17000	14,3	243	0,022	13200	8,6	113
0,022	13000	19,2	249	0,025	9700	9,4	91
.	.	.	.	0,033	5200	9,4	48

Nach den von den Herren W. Kaufmann und Aschkinas[1]) entwickelten Gleichungen muß das Produkt aus Ablenkung a und dem Entladungspotential E eine Konstante ergeben, die außerdem noch abhängig ist von geometrischen Verhältnissen der Versuchsanordnung[2])

$$\left[A \cdot Vo = \frac{\Pi}{2}\left(\frac{a^2}{2} + a\,l\right) = K\right]$$

Wie aus Spalte 4 in der Tabelle 5 ersichtlich ist, ist dies tatsächlich bei Benützung elektronegativer Potentiale nahezu der Fall: Die Ablenkung a nimmt proportional ab mit der Zunahme des Entladungspotentials.

Für elektropositive Potentiale kommt das Gesetz nicht mehr zur Geltung. Hier blieb die Ablenkung a nahezu konstant bei schwacher Tendenz, ebenfalls mit Zunahme des Entladungspotentials zu fallen.

Weit größer sind die Abweichungen vom obigen Gesetz bei Röhre III. Dies gab zu eingehenden Messungen Veranlassung, die in Tabelle 6—8 enthalten sind, wobei, abgesehen von dem hier besonders wichtigen Unterschied der beiden Elektrizitätsarten, auch die Größe der vorgeschalteten Widerstände R variiert wurde.

Tabelle 6.

Röhre III.

$R = 2 \cdot 10^7\ \Omega\ V_c = \mp 4000$ Volt. $i = 0{,}43 \cdot 10^{-4}$ Amp. m. H.

Negatives Feld: — 4000 Volt				Positives Feld: + 4000 Volt			
1	2	3	4	5	6	7	8
Funkenstrecke f mm	E	—a mm	a.E. 10^3	f mm	E	+a mm	a.E. 10^3
1,8	7880	20,9	154	1,8	7380	7,7	57
2,3	9090	14,3	130	2,0	8100	8,8	71
2,9	11070	11,0	121	3,2	12000	8,8	106
3,0	11400	10,8	123	4,1	14700	9,9	145
3,6	13200	7,7	102	5,0	17400	12,1	180
4,0	14400	5,0	72	5,1	17670	13,2	233
4,1	14700	4,4	65	5,9	19830	14,3	283
4,9	17100	2,2	38	6,3	20910	11,0	229
6,0	20100	sehr klein	.	7,0	22800	11,0	251
7,0	22800		.	.	.	.	.

[1]) Wied. Ann. 62, 590. 1897.

[2]) A bedeutet hier die Größe der Ablenkung, Vo das Entladungspotential und Π die Feldstärke.

Tabelle 7.

Röhre III.

$R = 4{,}3 \cdot 10^6\, \Omega$; $V_c = \pm 4000$ Volt. $i = 0{,}43 \cdot 10^{-4}$ Amp. m.H.

Negatives Feld — 4000 Volt				Positives Feld + 4000 Volt			
1	2	3	4	5	6	7	8
f mm	E Volt	a mm	a. E. 10^3	f mm	E Volt	a mm	a. E. 10^3
1,5	6300	24,8[1]	156	—	—	—	—
2,0	8100	17,9	145	2,0	8100	6,5	53
2,4	9420	15,1	142	2,3	9090	7,6	69
2,9	11070	13,0	144	3,6	13200	8,6	113
3,1	11700	11,9	140	4,9	17100	9,7	166
4,0	14400	8,1	117	5,6	19020	12,0	228
4,3	15300	6,7	103	6,8	22260	14,1	313
5,2	17940	5,7	103	.	.	.	.
6,0	20100	5,2	105	.	.	.	.
7,2	23280	4,5	105	.	.	.	.
7,5	24000	2,8	67	.	.	.	.

Tabelle 8.

Röhre III.

$R = 5 \cdot 10^5\, \Omega$; $V_c = 4000$ Volt. $i = 0{,}43 \cdot 10^{-4}$ Amp. m. H.

f mm	E Volt	—a mm	a. V. 10^3
1	2	3	4
2,2	8760	22,4	196
2,6	10080	20,9	210
4,0	14400	18,7	269
5,0	17400	16,5	287
5,6	19020	15,4	292
6,0	20100	13,2	265

Tabelle 6 und 7 bezieht sich auf Potentiale beider Elektrizitätsarten, Tabelle 8 nur auf solche negativer Elektrizität. Die Kurven der Tafel II geben ein angenähertes Bild der hier einschlägigen Verhältnisse.

Für die elektronegativen Felder zeigen alle drei Kurven den gleichen Verlauf, bei welchem das oben erwähnte Gesetz

[1]) Der Wert von a, also auch von $a. E$ ist unsicher, weil bei diesem geringen Entladungspotential die Helligkeit des Fleckes sehr gering und das oberste Ende des fluoreszierenden Striches sehr verschwommen war.

— in seiner Tendenz wenigstens — zur Geltung kommt. Dabei ist die Abweichung bei dem größten verwendeten Widerstand $R = 2 \cdot 10^7\ \Omega$, wie aus Spalte 4 Tabelle 6 ersichtlich ist, eine sehr beträchtliche. Für die kleineren Widerstände $R = 4{,}3 \cdot 10^6\ \Omega$ und $= 5 \cdot 10^5\ \Omega$ ist die Größe a. E. 10^3 (vergl. Spalte 4 der entsprechenden Tabellen) besonders, wenn die Kathodenstrahlen steifer geworden sind, ziemlich konstant.

Auch bei Röhre III haben große Schwankungen im Entladungspotential große Unterschiede in der Ablenkung des Fluoreszenzflecks zur Folge. Nach Tabelle 7 z. B. entspricht dem Steigen von E um das 3fache ein Sinken von a um das mehr als 5fache. Nach Tabelle 8 fällt a, wenn E um das 2,3fache steigt, um das 1,7fache. Man sieht, schon bei elektronegativen Feldern, wo immerhin eine gewisse Gesetzmäßigkeit in der Beziehung zwischen Druck und Entladungspotential einerseits und der Größe der Ablenkung der Kathodenstrahlen andererseits besteht, erzeugen geringe Schwankungen im Erregungspotential verhältnismäßig große Unterschiede in der Ablenkung, sodaß für Potentialmessungen mit der Braunschen Röhre zu großen Fehlerquellen Anlaß gegeben ist.

Weit eigentümlicher werden die Erscheinungen bei Röhre III für positive Potentiale. Hier nimmt entgegen den Gesetzen der Emissionstheorie, wie die punktierten Kurven der Tafel III veranschaulichen, die Ablenkung a mit der Zunahme von E zu. Doch sind die Unterschiede der Ablenkungen im möglichen Bereiche der Entladungspotentiale nicht derartig beträchtlich, wie sie für die negativen Potentiale waren. So steigt nach Tabelle 6 a um das 1,5 fache mit dem um das 3 fache steigenden Entladungspotential; nach Tabelle 7 (für $R = 4{,}3 \cdot 10^6\ \Omega$) wächst a um das 2fache, wenn E um das 2,4fache gewachsen ist.

Eine vollständig befriedigende Erklärung des bei Anlegung positiver Felder zu Tage getretenen eigentümlichen Verhaltens der Kathodenstrahlen zu geben ist mir nicht möglich. Doch dürfte vor allem in Betracht kommen, daß der nämliche Faktor (Druck im Rohr), welcher die hohen Entladungspotentiale und die daraus resultierende größere Steifigkeit der Kathodenstrahlen bedingt, andererseits einen geringeren Querstrom zur Folge hat. Effektiv kommt diese Abnahme des Querstroms für die Ab-

lenkung einem stärkeren Feld gleich. Für gewisse Röhren ist daher die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die Ablenkung wächst trotz der größeren Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, nämlich wenn der Einfluß des tieferen Vakuums in seiner felderhaltenden Eigenschaft überwiegt.

Bei der Röhre III scheint ein ähnlicher Fall vorzuliegen, wie ja auch schon bei Röhre II (cf. Tab. 5, Spalte 5 u. 6) die Ablenkung a für elektropositive Felder für ein wachsendes E nicht in dem Maß abnimmt wie das gleich große elektronegative, sondern trotz Zunahme von E nahezu konstant bleibt.

2. Abhängigkeit der Ablenkung von dem zeitlichen Verlauf des angelegten Potentials.

a) Abhängigkeit der maximalen Ablenkung von der Geschwindigkeit des Potentialstieges.

Die 4 verwendeten Widerstände waren: $R = 2 \cdot 10^7\ \Omega$; $R = 3{,}4 \cdot 10^{6}\ \Omega$; $R = 5 \cdot 10^5\ \Omega$; $R = O\ \Omega \cdot E =$ (für die drei ersten Widerstände) 11400; für $R = O$ war E[1]) $= 22800$.

Tabelle 9.

Röhre III m. H. Vc war negativ.

Elektronegat. Potential	$R = 2.10^7\ \Omega$		$R = 3{,}4.10^6\ \Omega$		$R = 5.15^5\ \Omega$		$R = 0\ \Omega$	
$-V_c$	a mm	a/V_c	a mm	a/V_c	a mm	a/V_c	a mm	a/V_c
2500	2,4	0,0010	5,7	0,0023	10,1	0,0040	16,2	0,0065
3000	3,5	0,0012	7,1	0,0024	13,1	0,0043	17,3	0,0058
3500	6,0	0,0014	10,6	0,0030	16,0	0,0046	20,5	0,0064
4000	7,2	0,0018	12,0	0,0030	20,3	0,0050	21,6	0,0043
5000	12,2	0,0024	16,7	0,0033	26,2	0,0052	40	0,0080
5500	13,1	0,0024	18,1	0,0033	30,0	0,0054	44	.
	im Mittel:	0,0017	im Mittel:	0,0029	im Mittel:	0,0047	im Mittel:	0,0062

Die vier Kurven der Figur 4 sind nach obigen Werten gezeichnet.

Sie zeigen nahezu geradlinigen Verlauf, d. h. die Ablenkungen sind angenähert proportional den angelegten Potentialen. Die Kurve für $R = 5 \cdot 10^5\ \Omega$ zeigt sogar einen recht gut geradlinigen Verlauf.

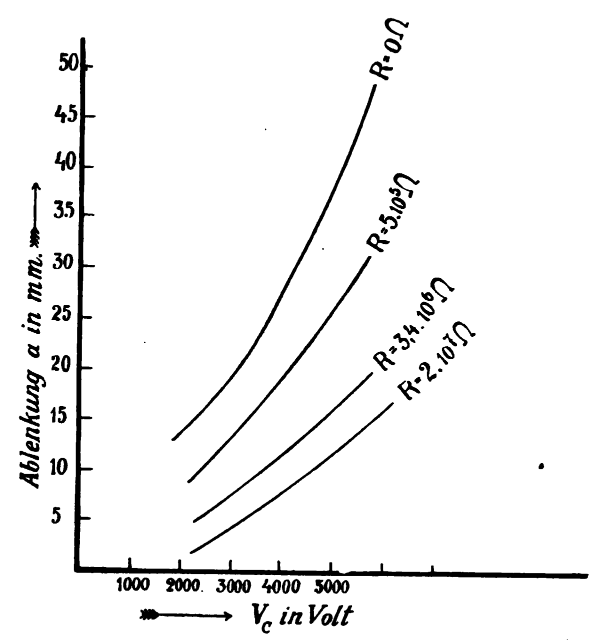
---

[1]) Um auch hier für höhere Potentiale meßbare Ablenkungen zu erhalten.

Trotz der gleichen angelegten Potentiale sind die Ablenkungen bei den verschieden vorgeschalteten Widerständen recht verschieden, und zwar sind die erreichten Ausschläge um so größer, je kleiner *R* war. Da der große Widerstand für unsere



Fig. 4.



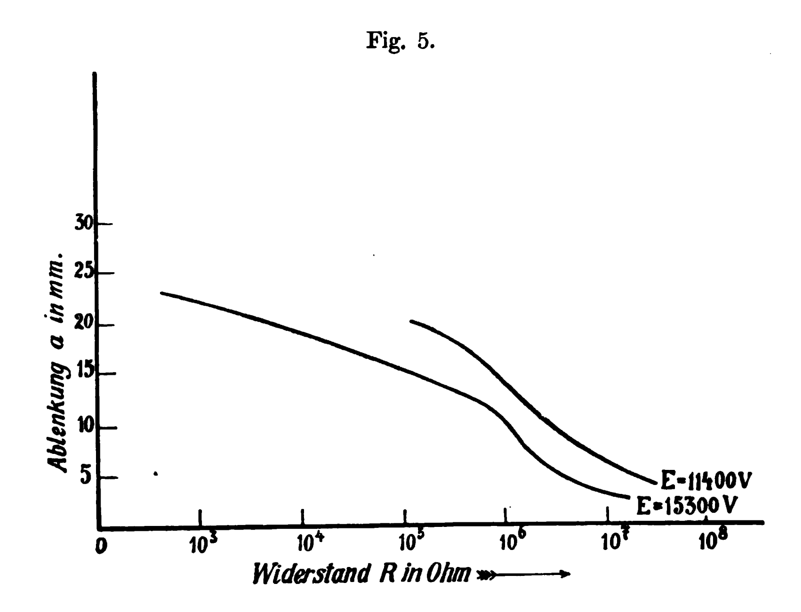
Versuche nichts anderes als „langsame Elektrizitätszufuhr“ bedeutet, kommt man zu dem Resultat, daß: je langsamer der Feldwechsel vor sich geht, um so weniger das Kathodenstrahlbündel aus seiner geradlinigen Bahn abgelenkt wird.

Tabelle 10.

	Volt	
	E = 11400	E = 15300
R Ohm	a	a
0	?	ca. 25
4.10^4	?	16,3
5.10^5	18	12,6
9.10^5	15,5	11,1
$3,4.10^6$	10,3	5,9
$6,9.10^6$	8,9	4,4
2.10^7	7,4	3,8

Dieses Verhalten der Kathodenstrahlen wird auch durch Tabelle 10 innerhalb des Widerstandsbereiches $0 - 10^7\ \Omega$ bestätigt. Die Kurven der Figur 5 veranschaulichen dasselbe unter Zugrundlegung obiger Tabelle.

Fig. 5.



Charakteristisch sind an ihnen die Knicke, die für den Widerstand von $10^6\ \Omega$ auftreten. Dieselben deuten darauf hin, daß von hier ab der Potentialzuwachs so gering wird, während der mit der Leitfähigkeit des Gases zusammenhängende Querstrom so intensiv zu werden beginnt, daß die elektrischen Felder (bei Benutzung von Widerstände im Bereich von $10^8\ \Omega$ wurde überhaupt keine Ablenkung mehr gefunden), zu ihrer maximalen Stärke sich nicht mehr ausbilden können.

b) Messung der Anstieg- und Abfallzeiten.

Um den zeitlichen Verlauf des Anstiegs sowie der Rückkehr eingehender verfolgen zu können, wurden im Nachstehenden die Kurven photographiert. Ich war so in der Lage, die Anstiegs- und Abfallzeiten zu messen.

Tabelle 11.

Röhre III.

$p = 0{,}042$; $E = 7740$ Volt; $V_c = -4000$ Volt; $i = 0{,}24 \cdot 10^{-4}$ Amp.

Widerstand R	x_1 mm	Anstieg-zeit τ'	Ab-lenkung a mm	theoret. berechn. Potentiale V_τ	Unterschied V_τ von V_c in %	Abklingungs-schnelligkeit
1	2	3	4	5	6	7
0 Ω		sec.	25	4000	0	0,001 sec. (unsicher)
$3{,}5.10^5$	2,2	0,00027	19,7	4000	0	0,003
$3{,}4.10^6$	3,6	0,00045	13,0	3200	25	0,004
2.10^7	17,0	0,0020	8,2	2664	35	0,015

[Die Stelle der größten Ablenkung fällt für den Widerständen $R = O$ nicht mehr auf den Fluoreszenzschirm, wie überhaupt für kleinere Widerstände als 10000 Ohm die Ablenkung des Fluoreszenzflecks entsprechend dem raschen Potentialanstieg so rasch erfolgte, daß keine Wirkung auf der photographischen Platte hervorgerufen wurde. Infolgedessen war auch die Bestimmung der Ablenkung a, ebenso von x_1 und x_2 für $R = o$ eine sehr unsichere. Die auf Spalte 7 (Tab. 11) angegebenen Abklingungsschnelligkeiten sind ebenfalls nur der Größenordnung nach bestimmbar gewesen.]

Aus Tab. 11, Sp. 5, welche die aus τ' berechneten Werte von V_τ enthält, geht hervor, daß eigentlich nur für ganz momentane Ladungen die Ablenkung dem Potential folgt. Für langsamere Elektrizitätszufuhr wird der dem angelegten Potential entsprechende Ausschlag nicht erreicht, der Fluoreszenzfleck kehrt schon vorher in seine Ruhelage zurück, trotzdem eine Ladung von C_2 noch weiter erfolgt. Es müßte sonst $\frac{a}{V_c}$ eine Konstante sein. Dies ist nicht der Fall, denn $\frac{a}{V_c}$ beträgt für die 4 in Tab. 11 angegebenen Widerstände: $> 0{,}0016$; 0,005; 0,008; 0,003.

Es geht daraus hervor, daß die den Zeiten τ entsprechenden Potentiale V_τ um so weniger erreicht werden, je größer die Widerstände sind, d. h. je langsamer die Ladung auf den Indikatorplatten ansteigt.

Spalte 7 enthält die Rückkehrzeiten des Fluoreszenzflecks. Für $R = 2 \cdot 10^7$ Ohm ist derselbe bei Röhre III nach 0,015 Sek. in seine Ruhelage zurückgekehrt. Für $R = o$ ist dies bereits nach 1 Tausendstel Sekunde der Fall. Es ergibt sich daraus, daß für Röhre III das Feld in wenigen tausendstel Sekunden im Rohr verschwindet, und zwar um so schneller, je schneller der Potentialanstieg vor sich ging.

Für Röhre III wurde aus je 5 Versuchen ($R = 2 \cdot 10^7$ Ohm; $V_c = \mp 4000$ Volt)

die Anstiegzeit im Mittel gefunden zu:

0,0030 Sek. für neg. Felder
0,0025 „ „ pos. „ ,

die Zeit der Rückkehr zu:

ca. 0,036 Sek. für neg. Felder
zu „ 0,011 „ „ pos. „ .

Das Feld ist demnach für positive Felder in ca. dreimal kürzerer Zeit zusammen gebrochen als für negative Potentiale. Dies mag mit der von den Kathodenstrahlen mitgeführten freien Elektrizität zusammenhängen, worauf ich später (S. 35) noch einmal zurückkommen werde.

Eine hier einschlägige Untersuchung, ob die „Anstiegzeit“ bei der Ablenkung der Kathodenstrahlen in gesetzmäßiger Weise mit der Höhe der angelegten Felder zusammenhängt, verlief resultatlos.

3. Beeinflussung des Entladungspotentials im Braunschen Rohr durch außen angelegte Felder.

Das Entladungspotential E ändert bei Anlegung elektrischer Felder zwischen den Indikatorplatten seinen Wert.

Diese Erscheinung äußerte sich dadurch, daß zuweilen in dem Moment, wenn der Unterbrecher zur periodischen Erzeugung von elektrischen Feldern in Gang gesetzt wurde, plötzlich ein Funkenspiel zwischen den Kugeln der Funkenstrecke F' begann, woraus auf eine Erhöhung des Entladungspotentials der Röhre geschlossen werden mußte.

Die quantitativen Werte dieser Potentialerhöhung von E sind in der Tab. 12 für positive Felder, in Tab. 13 für nega-

tive zusammengestellt. Angelegt wurden jedesmal 4000 Volt. Als Entladungsröhre wurde Röhre III verwendet.

Tabelle 12.
+ 4000 Volt.

f mm	E Volt	f'	E' Volt	E'—E Volt
1	2	3	4	5
2,5	9750	2,9	11070	1320
3,0	11400	3,2	12000	600
4,0	14400	4,9	17100	2700
5,0	17400	5,6	19020	1620
6,0	20100	7,0	22800	2700
7,0	22800	7,5	24000	1200
			im Mittel:	1700

Tabelle 13.
— 4000 Volt.

f mm	E Volt	f'	E' Volt	E'—E Volt
1	2	3	4	5
2,2	8760	2,8	10740	1980
3,0	11400	3,5	12900	1500
3,1	11700	3,4	12600	900
3,6	13200	3,8	13800	600
4,2	15000	5,0	17400	2400
5,2	17940	5,9	19830	1890
6,0	20100	6,4	21180	1080
7,0	22800	7,5	24000	1200
			im Mittel:	1440

Die Spalten 2 enthalten die verschieden hohen Entladungspotentiale E, wenn der mechanische Unterbrecher U nicht in Funktion war. Spalte 4 enthält die Entladungspotentiale E', wenn elektrische Felder periodisch zwischen C_2 C_1 erzeugt und vernichtet wurden.

Der Entladungspotentialzuwachs $E' - E$ ist in Spalte 5 enthalten und beträgt im Mittel für + Potentiale 1700 Volt, für — Potentiale 1440 Volt. Dabei trat eine Erhöhung des Entladungspotentials für positive Felder bei deren Anlegung, für negative Felder bei deren Erdung ein.

Diese verschiedenartige Beeinflussung des Entladungspotentials E im Braunschen Rohr durch die beiden Elektrizitätsarten ist insofern für vorliegende Untersuchungen von Bedeutung, als sie

uns den zweiten, bereits S. 19 angedeuteten Grund für die größere Ablenkung der Kathodenstrahlen durch negative als durch gleich hohe positive Potentiale liefert, indem eine eben konstatierte Erhöhung des Entladepotentials bei Anlegung positiver Felder eine Beschleunignng der Kathodenstrahlen und damit eine geringere Ablenkbarkeit derselben zufolge hat. Zieht man überdies, gestützt auf das überall hervorgetretene duale Verhalten der Kathodenstrahlen beiden Arten der elektrischer Felder gegenüber, die Folgerung, daß, wenn beim Anlegen positiver Felder eine Erhöhung des Entladepotentials im Rohr eintritt, dann bei Anlegung negativer Potentiale eine Erniedrigung desselben eintreten wird, so dürfte auch quantitativ der Unterschied in der Ablenkung der Kathodenstrahlen durch die beiden Elektrizitätsarten eine befriedigende Erklärung finden.

4. Versuche über die Bedeutung des dunklen Kathodenraums bei dem Ablenkungsvorgang.

Die Ergebnisse der vorliegenden Messungen gehorchen unter Berücksichtigung der besonderen, im Wesen der Kathodenstrahlen liegenden Verhältnisse den aus der Emissionstheorie abgeleiteten Gesetzen, haben also im wesentlichen die Ansicht Milhams bestätigt, daß die Ablenkung der Kathodenstrahlen rein elektrostatisch erklärt werden muß.

Doch ist die Frage noch zu entscheiden, ob nicht — wenn auch erst in zweiter Linie — dunkle Kathodenräume, welche von den Herren H. Ebert, K. E. F. Schmidt und E. Wiedemann[1]) als Hauptursache für die Ablenkung der Kathodenstrahlen angesehen wurden, beim Ablenkungsvorgang mit in Betracht zu ziehen sind, insofern als innerhalb des dunklen Kathodenraumes der Potentialgradient nicht konstant ist.

Einige Erscheinungen sprechen für letztere Annahme, insbesondere die z. T. sehr beträchtliche Abweichung von dem Proportionalitätsgesetz Milhams ($a = c. V.$), die ungleich stärkere Ablenkung der Kathodenstrahlen durch negative Felder sowie vielleicht auch der langsamere Zusammenbruch der negativen Felder. Zur Entscheidung dieser Frage wurden folgende Versuche angestellt.

---

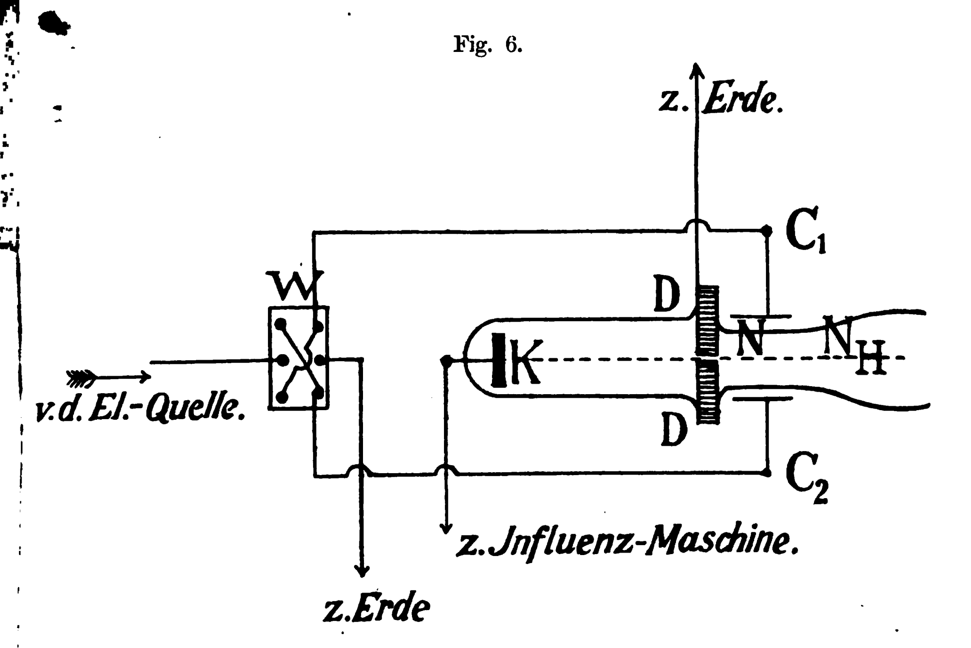
[1]) E. Wiedemann, Wied. Ann. Bd. 67, 814. 1899.

In Figur 6 (Seite 31) sollte der Röhrenhals NN exzentrisch (cf. Text!) verlaufen.



Wir wollen annehmen, es bestände bei Anlegen eines Feldes mittels zweier Indikatoren an ein Braunsches Rohr ein dunkler Kathodenraum an der der negativen Platte benachbarten Rohrwand, so würde der Potentialgradient quer zur Rohraxe den von Herrn A. Schuster[1]) und neuerdings von Herrn A. Wehnelt[2]) festgestellten Verlauf haben, d. h. der Potentialgradient müßte zur Kathode hin stark steigen. Ein unter sonst gleichen Bedingungen einmal nahe der Rohrwand, an welcher der dunkle Kathodenraum entstehen soll (Kathodenseite), entlang

Fig. 6.



gesandter Kathodenstrahl müßte demnach eine weit stärkere Ablenkung erfahren, als wenn er möglichst weit entfernt von dieser Rohrwand verliefe.

Um dies zu prüfen, wurde das Entladungsrohr II so abgeändert (cf. Fig. 6), daß die Kathodenstrahlen nach dem Austritt aus dem Diaphragma *D* exzentrisch den Röhrenhals *H* passieren mußten, indem sie in unabgelenkter Richtung sehr

---

[1]) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 47, 542. 1890.

[2]) A. Wehnelt, Strom- und Spannungsmessungen an Kathoden in Entladungsröhren. Habilitationsschrift. 1901.

nahe (8 mm) an der Rohrwand NN vorübergingen. Die lichte Weite der Rohrwand betrug an dieser Stelle 30 mm. Die Indikatoren wurden so angebracht, daß ihre Entfernung von den ihnen zunächst gelegenen Rohrwänden gleich groß war. Der Versuch wurde unter Anlegung von verschieden hohen Potentialen, wie sie in den vorhergehenden Versuchen zur Verwendung kamen (2000—6000 Volt), ausgeführt. Die übrige Versuchsanordnung blieb die gleiche, nur wurde noch, wie die Figur 6 zeigt, eine Wippe W eingeschaltet, um bald der Kondensatorplatte C_1, bald der Platte C_2 die Ladung erteilen zu können.

Der Versuch ergab, daß die Ablenkungen wirklich größer waren, wenn die den Kathodenstrahlen näher befindliche Indikatorplatte C_2 negativ geladen wurde.

Der umgekehrte Fall müßte eintreten, wenn C_2 positiv geladen wurde und C_1 geerdet war, indem jetzt die Ablenkung kleiner sein mußte, als wenn C_1 positiv geladen und C_2 geerdet war, da ja für positive Ladungen der dunkle Kathodenraum bezw. das Potentialgefälle an der gegenüberliegenden Wand seine Ausgangsstelle (Kathodenseite) besitzen würde.

Dies hat sich experimentell nicht bestätigt, sondern die Ablenkung war immer die größere ohne Rücksicht auf die angelegte Elektrizitätsart bei Ladung derjenigen Indikatorplatte (C_2), welche der Bahn der unabgelenkten Kathodenstrahlen zunächst gelegen war.

Dies deutet direkt auf eine rein elektrostatische Ablenkung hin, wobei der Unterschied in den Ausschlägen nur von der ungleichen Feldstärke herrührt, wie sie sich aus der ungleich großen Entfernung von dem geladenen Kondensator und den Kathodenstrahlen ergibt.

Man bekommt in der Tat gleich große Ablenkungen, sei es, daß man C_2 ladet und C_1 erdet oder C_1 ladet und C_2 erdet, wenn man die Kondensatorplatten so anbringt, daß die Unsymmetrie der Lage der beiden Indikatoren zu der Bahn der unabgelenkten Kathodenstrahlen verschwindet, daß also letztere wieder in der Mitte zwischen den Platten hindurch gehen.

Aus diesen Versuchen darf gefolgert werden, daß die Ablenkung der Kathodenstrahlen — wenigstens in dem Potentialbereich, wie er im Vorhergehenden zu Messungen benutzt wurde

— auf rein elektrostatischen Ursachen beruht, daß also der dunkle Kathodenraum dabei keine Rolle spielt.

5. Versuche über die Ablenkung der Kathodenstrahlen, wenn die Indikatoren sich innerhalb der evakuierten Röhre befinden.

Zum Schluß sollen noch einige Versuche kurz mitgeteilt werden über die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen, wenn die Indikatoren nach dem Vorbild der Versuchsanordnung der Herren Kaufmann[1]) und Aschkinas in den Innenraum der Braunschen Röhre selbst hineingebracht wurden. Die Verhältnisse sind dann insofern einfacher und besser zu übersehen, als der Einfluß der Rohrwände und der elektrischen Ladung derselben vollständig wegfällt.

Benützt wurde zu den folgenden Versuchen wieder die Röhre II. Die Indikatoren waren blank polierte, rechteckige Platten aus Messingblech von 50 mm Länge und 35 mm Breite. Sie waren an dicke Zuleitungsdrähte angeschraubt, welche in seitlich an den Hals der Braunschen angesetzte Glasröhren eingekittet waren. Die Indikatoren standen sich in einer Entfernung von ca. 10 mm parallel gegenüber, ihre Längsseite lief parallel der Rohrachse.

2 cm vor und hinter den Indikatorplatten war je eine Glimmerscheibe mit einem vertikalen schmalen Schlitz so eingesetzt, daß die in vertikaler Richtung abgelenkten Kathodenstrahlen ungestört hindurch gehen konnten. Diese Glimmerscheiben hatten den Vorteil, daß die diffus von dem eigentlichen Metalldiaphragma ausgehenden Strahlen ausgeblendet waren.

Zur Ladung der Indikatorplatten wurde außer der bisher verwendeten Leydener Flaschenbatterie die Hochspannungsbatterie des hiesigen Instituts (System Zehnder) benutzt, da jetzt infolge der größeren Nähe der Kondensatorplatten und der Kathodenstrahlen schon sehr geringe Potentiale (80 Volt) bereits deutlich meßbare Ablenkungen ergaben und bei Potentialen von über 600 Volt der Fluoreszenzfleck außerhalb des Bereiches des fluoreszierenden Schirmes fiel.

---

[1]) Kaufmann u. Aschkinas, Wied. Ann. 62, 588. 1897.

Die Versuche selbst hatten folgende Ergebnisse:

1. Zunächst wurde festgestellt, wie groß das Potential zwischen den Indikatorplatten sein mußte, um eine eigentliche Querentladung mit Kathodenerscheinungen (dunklen Kathodenraum, Glimmlicht, Kathodenstrahlen) hervorzurufen.

Es ergab sich, daß das Potential nahezu ebenso groß sein mußte als das Entladungspotential im eigentlichen Entladungsrohr, vorausgesetzt, daß keine Kathodenstrahlen den Röhrenhals durchsetzten.

War dies der Fall, so wurden schon bei etwas niedrigeren Potentialen die Entladungen ausgelöst. Ebenso setzte die Entladung bei etwas geringerem Potential ein, wenn mittels des rotierenden Unterbrechers durch periodische Ladung und Entladung der Indikatoren Potentialschwankungen auftraten.

Solange keine eigentlichen Entladungen erfolgten und keine Kathodenstrahlen die Röhre durchsetzten, war bei Anlegung von Potentialen bis zu 8000 Volt mit einem empfindlichen Galvanometer keine Spur von einem Querstrom wahrzunehmen. Gingen jedoch Kathodenstrahlen zwischen den Indikatoren hindurch, so traten schwache Querströme auf, auf welche ich weiter unten zu sprechen komme.

2. Im Gegensatz zu den bisherigen Versuchen mit Außenelektroden bewirkten hier konstante elektrische Felder eine Ablenkung, die nahezu konstant blieb, indem der Fluoreszenzfleck nur im ersten Moment um sehr wenig aus der Lage der maximalen Ablenkung zurückkehrte.

Der Grund, daß trotz der durch den Querstrom abfließenden Elektrizitätsmengen die Potentialdifferenz aufrecht erhalten bleibt, ist darin zu suchen, daß die abströmende Elektrizität durch Zufluß von außen her stets neu ersetzt wird.

Bei der jetzigen Versuchsanordnung war denn auch die Spannungskurve eines Wechselstroms, der aus der Wechselstrommaschine des Instituts entnommen und mittels eines Transformators von 110 Volt auf 500 Volt transformiert wurde, eine sehr reine Sinuskurve ohne die Einbuchtungen an den Stellen der Maxima, von denen eingangs die Rede war.

3. Sobald die Elektrizitätszufuhr von außen unterbrochen wird, bricht auch bei der jetzigen Versuchsanordnung das Feld zusammen.

Es wurde die Leydener Flaschenbatterie zusammen mit der einen Indikatorplatte geladen auf 4000 Volt Spannung. Die Elektrizitätszufuhr wurde, während die Braunsche Röhre von kräftigen Kathodenstrahlen durchsetzt war, unterbrochen und mit einem Chronometer festgestellt, wie viel Zeit verstrich, bis der Fluoreszenzfleck in die Ruhelage zurückgekehrt war, das Potential also auf 0 gesunken war.

Für die positive Ladung der Batterie und des Indikators ergab sich diese Zeit zu ca. 6 Sek.; für die negative Ladung hingegen zu ca. 53 Sek.

Wir begegnen also auch wieder der Tatsache, daß positive Felder rascher zusammenbrechen als elektronegative, und zwar ist dieser Unterschied auch hier von derselben Größenordnung (9 $\times$) wie derjenige (S. 28) bei der ursprünglichen Versuchsmethode (3 $\times$ für Röhre II).

Der Grund für diesen ungleich schnellen Zusammenbruch der positiven und negativen Felder ist, wie schon ausgeführt, darin zu suchen, daß die Kathodenstrahlen einen Überschuß von negativen Ionen mit sich führen, wodurch der Zusammenbruch, der auch ohne die von den Kathodenstrahlen mitgeführte freie negative Elektrizität infolge der Ionisation des Gases erfolgen würde, für positive Felder beschleunigt wird.

Wiederholt man den Versuch, ohne daß die Braunsche Röhre erregt ist, so erfolgt der Zusammenbruch des Feldes sowie die Entladung der Batterie äußerst langsam. Es fiel z. B. — ohne Unterschied der Ladung — das Potential von 4000 auf 3000 Volt in ungefähr 9 Minuten und von hier ab noch weit langsamer; dieser Elektrizitätsverlust ist nur auf Rechnung schlechter Isolation zu setzen.

4. Endlich sollen noch einige Angaben gemacht werden über die Intensität der Querströme (Ionisationsströme), welche infolge der durch Ionisation entstehenden Leitfähigkeit des Gases vom geladenen Kondensator zum geerdeten strömen und den Zusammeubruch der elektrischen Felder zur Folge haben.

Diese Querströme können in ihrem qualitativen wie quantitativen Verlauf verfolgt werden, wenn man in die Erdleitung der einen Indikatorplatte ein sehr empfindliches Galvanometer legt. Ich benutzte hiezu ein Deprez-d'Arsonval-Galvano-

meter. Einem Skalenteilauschlag entsprach eine Stromstärke von $1{,}4 \cdot 10^{-8}$ Amp.

a) Zunächst wurde untersucht, wie groß die Elektrizitätsmenge bezw. wie stark der Strom ist, welcher von der von den Kathodenstrahlen mitgeführten freien Elektrizität hervorgerufen wird, wenn dieselbe auf die Kondensatorplatte sich ansammelt, welche durch das Galvanometer mit der Erde in Verbindung steht. Die andere Platte war gleichfalls geerdet. Es wurde im Durchschnitt ein Ausschlag von 35 Skt., also eine Stromstärke von ca. $5 \cdot 10^{-7}$ Amp. gefunden. — Mit Zunahme der Intensität der Kathodenstrahlen nahm diese Stromstärke gleichfalls zu.

b) Der Querstrom für angelegte positive Potentiale ist intensiver als für negative Potentiale.

Es wurde die eine Indikatorplatte im Entladungsraum auf — 1200 Volt geladen; der Querstrom, der eintrat, sobald Kathodenstrahlen das Entladungsrohr durchsetzten, besaß dann bei einem Ausschlag von 100 Skt. eine Stromstärke von ca. $1{,}4 \cdot 10^{-6}$ Amp., die längere Zeit konstant erhalten blieb und sehr langsam etwas schwächer wurde.

Bei Anlegung eines positiven Feldes (+ 1000 Volt) war die Intensität des Querstroms sehr schwankend. Der maximale Ausschlag betrug ca. 300 Skt. ($4{,}2 \cdot 10^{-6}$ Amp.), das Minimum 230 Skt. ($3{,}3 \cdot 10^{-6}$ Amp.). Zwischen diesen Grenzen schwankte die Stromstärke, in dem sie nach erreichtem Maximum plötzlich den geringsten Wert annahm, um dann wieder langsam zu steigen.

Die Ablenkung des Galvanometers und damit die Richtung des Querstroms war stets genau die dem angelegten Potential entsprechende. Bei dem von den Kathodenstrahlen allein hervorgerufenen Strome besaß sie die Richtung eines angelegten negativen Potentials.

Die Intensität des Querstroms hängt, wie zu erwarten war, auch von der Höhe der Felder ab, indem dieselbe wächst mit der Zunahme des Potentials. Weitere genaue Untersuchungen über diese Querströme, zumal ob man bei stetiger Potentialerhöhung auch hier zu einem Maximalstrom gelangt, sollen in nächster Zeit im hiesigen Institut fortgesetzt werden.

V. Resultate.

1. Die Ablenkung der Kathodenstrahlen in elektrischen Feldern ist rein elektrostatischer Natur; sie gehorcht im wesentlichen den Gesetzen der Emissionstheorie; dunkle Kathodenräume spielen dabei keine Rolle.

2. Unter dem Einfluß des Feldes wandern die von den Kathodenstrahlen erzeugten Ionen, d. h. es bilden sich Querströme aus, die das Verschwinden des elektrischen Feldes zur Folge haben.

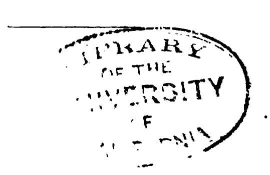
3. Die durch die Kathodenstrahlen im Überschuß mitgeführten negativen Ionen erklären alle Unterschiede im Verhalten der Kathodenstrahlen, die beim Anlegen positiver oder negativer Potentiale auftreten.

4. Röhren mit Außenindikatoren sind zur Messung konstanter Potentiale überhaupt nicht brauchbar; für variable Potentiale nur bei so schnellen zeitlichen Änderungen, daß noch kein merkliches Sinken des Potentials durch den Querstrom eintritt.

5. Röhren mit Innenelektroden sind für Messungen von dynamischen Potentialen brauchbar, seien es Gleichstrom- oder Wechselstrompotentiale.

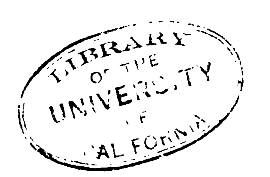
6. Dabei vermögen selbst geringe Schwankungen erstens des Entladungspotentials in der Röhre und zweitens der Stromstärke große Meßfehler hervorzurufen.

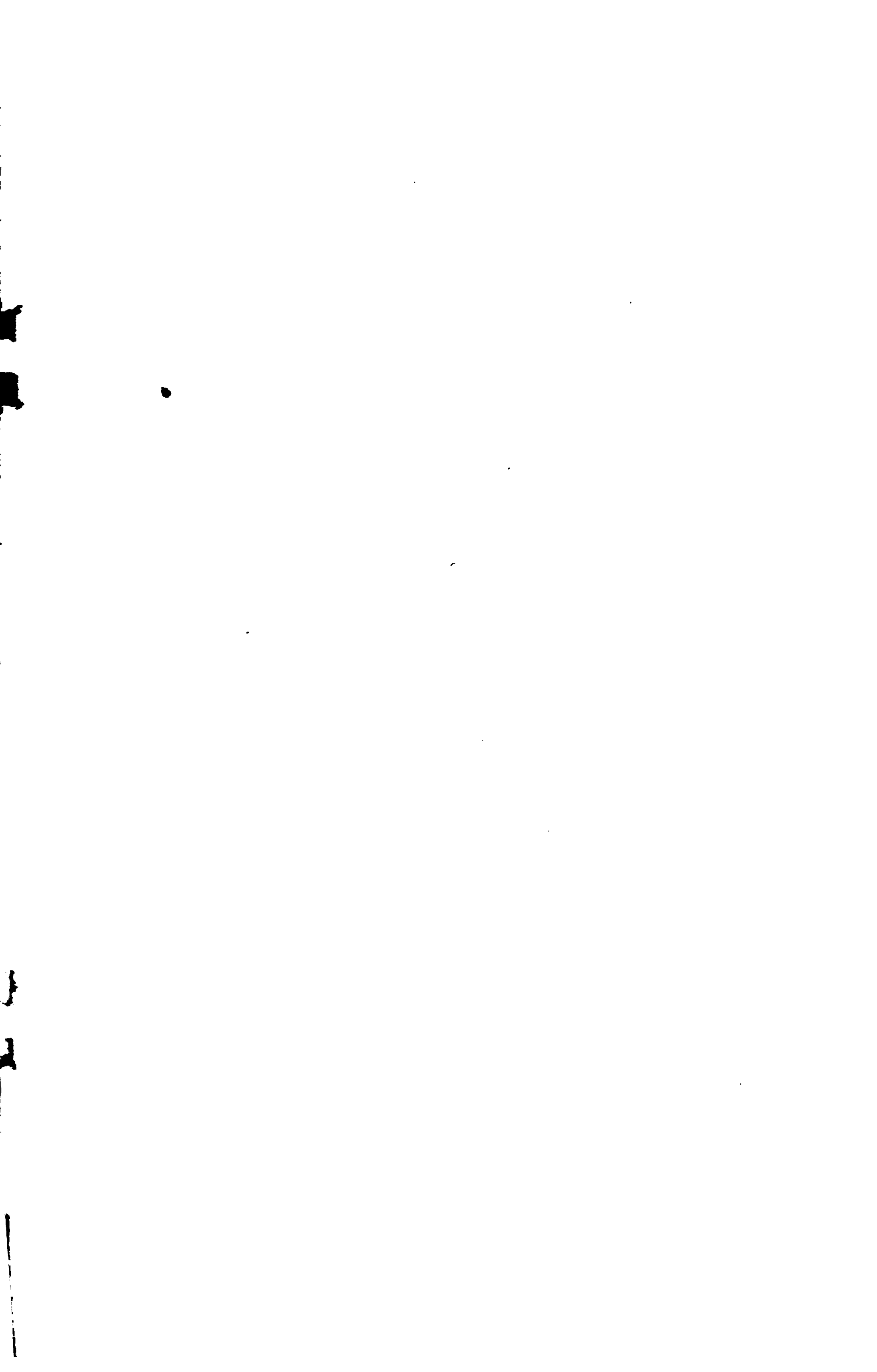
Bei vorliegenden Untersuchungen wurde mir von meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. E. Wiedemann sowie von Herrn Privatdozenten Dr. A. Wehnelt die liebenswürdigste Unterstützung durch Rat und Tat zu teil. Es ist mir deshalb eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle meinen innigsten Dank zum Ausdruck zu bringen.



Lebenslauf.

Ich, Friedrich Schneider, protestantischer Konfession, wurde am 24. April 1878 zu Langenfeld geboren als der älteste Sohn des Bäckermeisters und Ökonomen Heinrich Schneider und seiner verstorbenen Ehefrau Anna, geb. Helm. Nach vierjährigem Besuch unserer Dorfschule besuchte ich in den Jahren 1888—1893 die fünfklassige Lateinschule Neustadt a. A., um 1893 auf das humanistische Gymnasium Erlangen überzusiedeln, welches ich im Jahre 1897 mit dem Zeugnis der Reife verließ. An den Universitäten München, Berlin und Erlangen studierte ich von 1897 bis 1902 Mathematik und Physik und daneben Nationalökonomie. Im Oktober 1900 bestand ich den I. Abschnitt der Staatsprüfung für das Lehramt der Mathematik und Physik, im Jahre 1902 den II. Abschnitt.






YC
QC 711
S45
159834
Schneider

